

К расчету неоднородного КДВ

В.А. Дворников, И.А. Кузьмин, И.С. Щедрин
Московский государственный инженерно-физический институт, Россия

Введение

Волноводы (или резонаторы) ускорителей электронов на малые энергии (3÷6 МэВ), как правило, содержат участок с изменяющейся фазовой скоростью и амплитудой электрического поля. Это изменение связано с необходимостью обеспечить захват в режим ускорения электронов, влетающих в волновод с энергией 18÷50 кэВ ($\beta_{\text{инж}} \approx 0,3\div 0,4$) и покидающих его при $\beta = 1$.

Конкретный вид зависимости $\beta_{\phi}=f_1(\xi)$ и $E=f_2(\xi)$ определяется требованиями к параметрам пучка на выходе ускорителя, но общее стремление таково, чтобы по возможности сократить участок группировки и увеличить полезную длину ускорителя. При этом крутизна зависимости $\beta_{\phi}=f_1(\xi)$ возрастает, что влечет за собой сильное изменение размеров волновода на участке группировки электронов в сгустки. Чтобы реализовать расчетные параметры пучка по длине ускорителя, необходимо обеспечить распространение мощности по волноводу без отражений, в том числе и на участке группирователя.

Таким образом, встает задача одновременно удовлетворить требованиям со стороны динамики пучка и с точки зрения “прозрачности” волновода для СВЧ-мощности.

Учет условий распространения СВЧ-мощности на заданном виде колебаний

Опираясь на модельные представления, изложенные в [1,2], можно показать, что для КДВ с переменными размерами справедливо соотношение (рис.1):

$$\begin{aligned} &(\omega_{0n}^2 - \omega^2)V_n = \\ &2B_n V_n - [B_{n-1}(1 - \epsilon_n)V_{n-1} + B_{n+1}(1 - \epsilon_n)V_{n+1}] \cos\varphi - \\ &- [\epsilon_{n-1}B_{n-2}V_{n-2} + \epsilon_{n+1}B_{n+2}V_{n+2}] \cos 2\varphi + \\ &+ j \cdot [B_{n-1}(1 - \epsilon_n)V_{n-1} - (1 - \epsilon_n)B_{n+1}V_{n+1}] \sin\varphi + \\ &+ j \cdot [\epsilon_{n-1}B_{n-2}V_{n-2} - \epsilon_{n+1}B_{n+2}V_{n+2}] \sin 2\varphi \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь использованы обозначения принятые в [1] и учтены связи $n^{\text{ой}}$ ячейки КДВ с соседней и через одну. Очевидно, что условием распространения мощности вдоль волновода с выбранным сдвигом фазы на ячейку φ , будет требование равенства “0” коэффициентов, стоящих при мнимых единицах, т. е.

$$\begin{aligned} B_{n-1}(1 - \epsilon_n)V_{n-1} &= (1 - \epsilon_n)B_{n+1}V_{n+1}, \\ \epsilon_{n-1}B_{n-2}V_{n-2} &= \epsilon_{n+1}B_{n+2}V_{n+2}. \end{aligned} \quad (2)$$

Таким образом, условия (2) являются искомыми ограничениями, которые накладываются на изменение геометрических размеров КДВ от ячейки к ячейке для распространения мощности без затухания на выбранном виде колебаний.

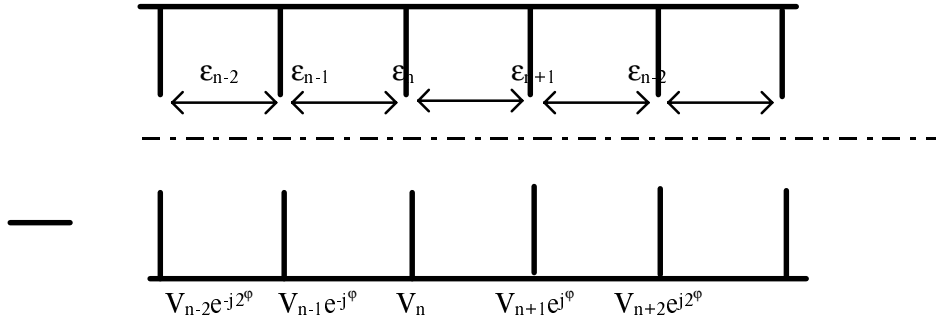


Рис.1 Неоднородный КДВ V - коэффициент электрического поля в ячейке, ϵ - коэффициент связи через ячейку, ϕ - сдвиг фазы на ячейку.

Для того, чтобы связать параметры V_n , ϵ_n , V_n с размерами КДВ, воспользуемся методом, изложенном в [3]. Рассмотрим однородный КДВ, для которого $V=V_{n+1}=V_{n+2}=V_n=V_{n-1}=V_{n-2}$; $\epsilon=\epsilon_{n-2}=\epsilon_{n-1}=\epsilon_n=\epsilon_{n+1}=\epsilon_{n+2}$; $B=B_{n-2}=B_{n-1}=B_n=B_{n+1}=B_{n+2}$, тогда (1) переписется в виде

$$\omega = \sqrt{\omega_{0n}^2 - 2B} + \frac{B(1 - \epsilon)}{\sqrt{\omega_{0n}^2 - 2B}} \cos\phi + \frac{\epsilon B}{\sqrt{\omega_{0n}^2 - 2B}} \cos 2\phi. \quad (3)$$

С другой стороны, для бесконечного однородного волновода дисперсионная характеристика представляется в виде

$$f = C_0 + \sum_{j=1}^{\infty} C_j \cdot \cos(j\phi), \quad (4)$$

где C_0, C_1, \dots, C_j , — коэффициенты разложения в ряд Фурье.

Сравнивая (3) и (4), получаем

$$C_0 = \frac{\sqrt{\omega_{0n}^2 - 2B}}{2\pi}; \quad C_1 = \frac{B(1 - \epsilon)/\sqrt{\omega_{0n}^2 - 2B}}{2\pi}; \quad C_2 = \frac{\epsilon B/\sqrt{\omega_{0n}^2 - 2B}}{2\pi}$$

или

$$B = C_0(C_1 + C_2)(2\pi)^2; \quad \epsilon = \frac{C_2}{C_1 + C_2}; \quad \omega_{0n} = \sqrt{C_0^2 + 2C_0(C_1 + C_2)} \cdot 2\pi.$$

Коэффициенты C_0, C_1, C_2 , в свою очередь, могут быть вычислены, если известны частоты видов колебаний для КДВ, состоящего только из первых, затем вторых и т. д. ячеек неоднородного КДВ.

Схема расчета неоднородного КДВ

Методика расчета излагается для КДВ типа У-40, где размер $2a$ группирователя остается постоянным, и, таким образом, связь между соседними ячейками зависит только от их длины.

На первом этапе расчета размеры ячеек КДВ выбираются исходя из требований обеспечения заданного изменения фазовой скорости и напряженности поля без учета связи между ячейками, т. е. их взаимного влияния. Такой расчет является общепринятым для ускорителей с адиабатическим изменением параметров ускорения. КДВ, состоящий из n -ячеек, как бы собирается путем выбора ячеек по одной из n однородных волноводов, каждый из которых работает на заданном виде колебаний с фазовой скоростью и амплитудой поля, соответствующей расчету.

Далее для каждой такой ячейки по формуле

$$\omega_{0n_1}^2 = \omega^2 + 2B - 2B(1 - \epsilon)\cos\varphi - 2\epsilon B\cos 2\varphi ,$$

полученной из (3), рассчитывается собственная частота ячейки ω_n в однородном волноводе, из которого она выбрана.

Затем, с учетом условий (2) “прозрачности” волновода, считается частота той же ячейки, но в неоднородном волноводе:

$$\omega_{0n_2}^2 = \omega^2 + 2B_n - 2B_{n-1}(1 - \epsilon_n) \frac{V_{n-1}}{V_n} \cos\varphi - 2\epsilon_{n-1} B_{n-2} \frac{V_{n-2}}{V_n} \cos 2\varphi .$$

Если $\omega_{0n_1} \neq \omega_{0n_2}$, то изменением размера $2b$ достигается равенство. При этом изменением параметров ϵ_n и V_n можно пренебречь.

Таким образом, осуществляя индивидуальную подстройку каждой ячейки, изменением размера $2b$ можно добиться прозрачности неоднородного волновода при сохранении динамики электронов в ускорителе.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Т. Nishikawa, S. Giordano, D. Carter: Rev. Sci. Instrument 37 (1966) p.652.
- [2] Т. Kikuchi, K. Takata: Japanese Journal of Applied Physics Vol. 9, No. 6, June, 1970, pp. 679 - 690.
- [3] В. Ф. Викулов, В. Е. Калюжный. ЖТФ, 52, 2168 (1982 г.).